Messung von Absorptionskoeffizienten von O_2 für extremes Ultraviolett im Wellenlängenbereich 95 - 510 Å

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Hans Rudolf Gensch

aus Berlin

1963

Messung von Absorptionskoeffizienten von O_2 für extremes Ultraviolett im Wellenlängenbereich 95 - 510 Å

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Hans Rudolf Gensch

aus Berlin

1. Referent: Prof. Dr. H. Lassen
2. Referent: Prof. Dr. R. Honerjäger

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Tag der mündlichen Prüfung : 8. März 1963
Tag der Promotion : 24. ~~Juni 1963~~
Juli 1963

Inhaltsübersicht

I Einleitung 1

II Apparative Anordnung und vorbereitende Messungen 2

1. Vakuumspektrograph 2
2. Justierung des Spektrographen 6
3. Wellenlängenidentifizierung und Apparatekonstanten 8
4. Nachweis der extremen Ultravioletttstrahlung 9
5. Lichtquelle 10
   A. Wahl der Lichtquelle 10
   B. Mechanischer Aufbau der Gleitfunkenlichtquelle 11
   C. Elektrische Versorgung der Lichtquelle 12
   D. Elektrodenmaterial und Spektren 13
   E. Experimentelle Erfahrungen mit der Lichtquelle 13

III Absorptionsmessungen 17

1. Grundlagen der Messung 17
2. Bestimmung von $\log I_o/I$ 17
3. Bestimmung der Absorptionskoeffizienten k 19
4. Ergebnisse 20
5. Diskussion 24

IV Zusammenfassung 27

V Literaturverzeichnis 29

Anhang I Messung des Krümmungsradius des Gitters 34
Anhang II Anzeige der Kassettenstellung 35
Anhang III Kontrolle der Füllung eines Dewargefäßes mit flüssiger Luft 36
Anhang IV Schalt- und Meßgerät für Lichtquelle 36

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548012_0096

I Einleitung

Die Absorption extremen Ultravioletts in Sauerstoff ist schon in zahlreichen Arbeiten untersucht worden, jedoch finden sich nur wenige darunter, die sich auf einen Wellenlängenbereich unter 500 Å erstrecken. Es sind dies die Untersuchungen von WEISSLER und LEE [1], von LEE [2], von ABOUD, CURTIS, MERCURE und RENSE [3] und von WAINFAN, WALKER und WEISSLER [4]. Unterhalb 200 Å sind Absorptionskoeffizienten im Bereich des extremen Ultravioletts nur für drei Wellenlängen bekannt [3], die außerdem mit sehr hohen Fehlern behaftet sind (s. S. 26). Der Grund für die geringe Anzahl von Messungen liegt in den diesem Spektralbereich eigenen experimentellen Schwierigkeiten. Einerseits ist es nicht einfach, in diesem Bereich eine genügend konstante Lichtquelle zu finden, andererseits bleibt bislang als einzige Nachweismethode die photographische, was zu langen Untersuchungszeiten führt, da der Zeitraum zwischen Experiment und endgültiger Information zwangsläufig länger ist als bei den photoelektrischen, teilweise direkt registrierenden Methoden in anderen Wellenlängengebieten. In neuerer Zeit wurden auch kleine, handliche offene Photomultiplier entwickelt, die als Nachweisinstrument in diesem Wellenlängenbereich geeignet wären, jedoch bisher noch keine Verwendung in der Spektroskopie des extremen Ultravioletts fanden.

Aufgabe und Ziel der vorliegenden Arbeit waren die Bestimmung von Absorptionskoeffizienten für molekularen Sauerstoff im Wellenlängenbereich unterhalb 500 Å, vornehmlich zu kurzen Wellenlängen hin. Wegen der eingangs erwähnten Schwierigkeiten wird sich ein Teil der Arbeit mit der Lichtquelle beschäftigen.

II Apparative Anordnung und vorbereitende Messungen

1. Vakuumspektrograph

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ist ein 1m-Vakuum-Gitter-Spektrograph benutzt worden, der schon von GREINER [5, 6] beschrieben wurde (Abb. 1). Es soll daher nur auf einige notwendige V e r ä n d e r u n g e n eingegangen werden.

Die prinzipielle o p t i s c h e A n o r d n u n g ist erhalten geblieben. Jedoch fand ein anderes G i t t e r Verwendung. Das Gitter ist ein SIEGBAHN-Gitter,

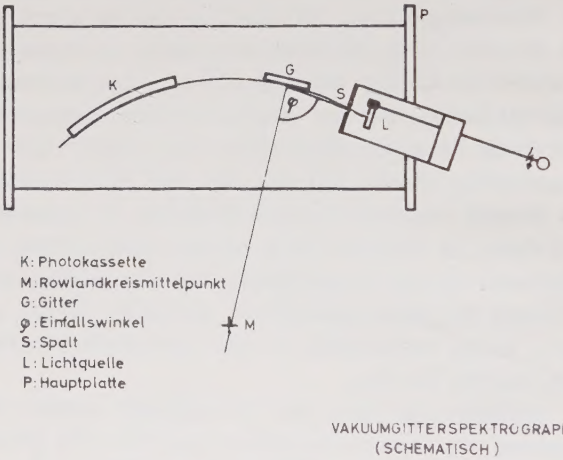


Abb. 1

es hat 1152 Striche/mm, leicht geritzt in Glas, und einen Krümmungsradius von etwa 1000 mm (Messung desselben siehe Anhang I). Die geteilte Fläche ist 3 x 1 cm^2 groß. Von einer metallischen Bedampfung wurde abgesehen, da die beim Einbau des Gitters nur bis zu einer Wellenlänge von ca. 450 Å vorliegenden Messungen des Reflexionsvermögens [7, 8] den Schluß zuließen, daß unterhalb 500 Å Metall gegenüber Glas in dieser Hinsicht keine Vorteile bietet. Da das Reflexionsvermögen

bei allen Stoffen auch in diesem Wellenlängenbereich stark mit größer werdendem Einfallswinkel anwächst [9 - 12], wurde der größtmögliche Einfallswinkel gewählt, den die Konstruktion des Spektrographen zuließ. Zur Vermeidung störender Reflexionen wurde die Rückseite und der Rand des Gitters geschwärzt. Auf die durch die Verwendung des anderen Gitters notwendig gewordene Umjustierung des Spektrographen wird weiter unten eingegangen werden.

Da einerseits eine andere Lichtquelle, andererseits ausschließlich Kodac-SWR-Film verwendet wurde, waren im Laufe der Arbeit einige Änderungen der P h o t o k a s s e t t e erforderlich. Die Anzahl der ohne Öffnen des Vakuumkessels möglichen Aufnahmen auf einem Film konnte auf 8 erhöht werden, indem der Fallmechanismus so abgeändert wurde, daß die Kassette mit Hilfe des Elektromagneten sich siebenmal um jeweils 3 mm senken ließ. Der Film wurde zwischen zwei 1 mm starken Bronzeblechen eingespannt, die dann wie eine Photoplatte in die Kassette eingelegt wurden. Das vordere Blech hat 8 Schlitze von je 2 mm Breite. Die Stege drücken den Film auf das untere Blech. Die bisherige vor dem Plattenhalter angebrachte, mit einem Elektromotor verschiebbare Blende mit 5 mm breitem Schlitz wurde wegen der nunmehr geringeren Spektrenhöhe durch eine entsprechende mit 2,5 mm breitem Schlitz ersetzt. Auf eine Bewegung der Blende mußte aus Gründen, die mit der Lichtquelle zusammenhängen und die weiter unten näher erläutert werden, verzichtet werden. Die Kassettenstellung wurde außerhalb des Spektrographen elektrisch angezeigt (siehe Anhang II).

Von den S t r e u l i c h t b l e n d e n konnte die geschwärzte Schneide vor dem Gitter weggelassen werden, da sie sich bei der vorliegenden Justierung als wirkungslos erwies. Es blieben also nur zwei Blenden, eine zwischen Spalt und Gitter und eine zwischen Gitter und Kassette.

Auch an der V a k u u m e i n r i c h t u n g des Spektrographen wurden einige Veränderungen vorgenommen. Abb. 2 zeigt eine schematische Darstellung der Vakuumanlage. Für die neue Lichtquelle war eine höhere Sauggeschwindigkeit erforderlich, um einen Druckanstieg infolge der Gasausbrüche

bei jedem Funken zu vermeiden. So wurde die kleine Leybold-Öldiffusionspumpe OT 10 für die Funkenkammer durch eine Leybold-Öldiffusionspumpe DO 101 ersetzt, wobei der Ansaugstutzen gleichzeitig vergrößert wurde. Die Leybold-Quecksilberdiffusionspumpe Hg 12 diente weiterhin beiden Öldiffusionspumpen als Vorpumpe. Der Rohrbogen zwischen dieser und den Öldiffusionspumpen wurde durch eine Kühlfalle mit flüssiger Luft ersetzt. Da schon geringe Spuren von Öl die Saug-

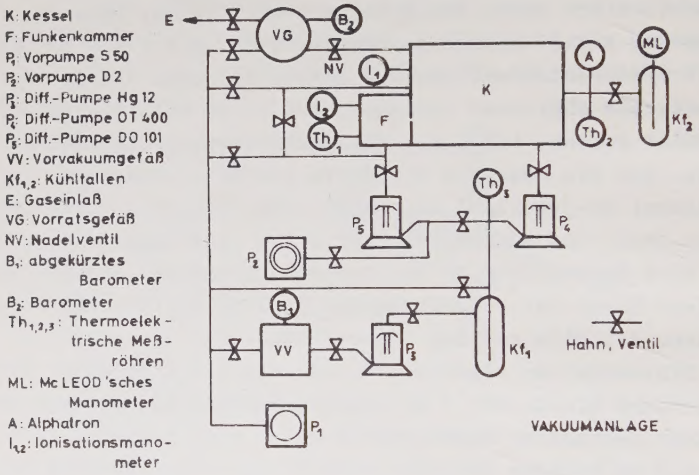


Abb. 2

leistung einer Quecksilberdiffusionspumpe stark herabsetzen [13], mußte auf gute Kühlwirkung geachtet werden. Zu diesem Zweck kontrollierte ein Temperaturfühler (NTC-Widerstand) die Füllung des Dewargefäßes mit flüssiger Luft (siehe Anhang III). Wegen des kleineren Strömungswiderstandes der Kühlfalle gegenüber dem Rohrbogen wurde damit auch eine Erhöhung der wirksamen Saugleistung erreicht.

Zur kontinuierlichen D r u c k m e s s u n g im Kessel, vorallem bei den Absorptionsaufnahmen, fand ein Alphatron D der Firma Leybold Verwendung. Eine Eichung für Luft und Sauerstoff wurde mit Hilfe des McLEODschen Mano-

meters vorgenommen. Für Messungen im Hochvakuumgebiet war ein Ionisationsmanometer (Leybold) mit zwei Meßstellen, je eine an Funkenkammer und Kessel, vorhanden.

Wie bei GREINER diente auch in der vorliegenden Arbeit der Kessel als Absorptionsraum. Um bei den Absorptionsmessungen über längere Zeit einen konstanten Druck zu erhalten, wurde das Nädelventil der Gaseinlaßvorrichtung bei geschlossenem Hochvakuumventil der OT 400 so einreguliert, daß das "Pumpen" des Spaltes gerade kompensiert wurde. Die Drucke bei den Absorptionsaufnahmen lagen zwischen 10^{-2} und 10^{-1} torr. Bei einer Spaltweite von 0,01 mm konnte in der Funkenkammer dabei ein Druck von $2 \cdot 10^{-5}$ torr aufrecht erhalten werden.

Der unter diesen Verhältnissen am Spalt auftretende Druckabfall in Lichtrichtung ist auf einen gegenüber den Absorptionsstrecken sehr kleinen Bereich beschränkt und kann, wie eine kurze Abschätzung zeigt, vernachlässigt werden. In Analogie zu den Verhältnissen bei einem Atomstrahlofen kann man nach WALCHER [14] unter den Voraussetzungen, daß der Spalt unendlich lang und die Spaltbreite b sehr viel kleiner ist als die Entfernung r senkrecht zur Spaltebene, für den Druck p in Abhängigkeit von r schreiben:

$$p(r) = \frac{p_o}{2} \frac{b}{r} ,$$

wobei in diesem Fall p_o der Druck im Kessel ist. Nimmt man die Voraussetzungen in erster Näherung als erfüllt an, so ergibt sich, daß für ein $p_o = 10^{-1}$ torr und eine Spaltbreite b = 0,01 mm der Druck p in einer Entfernung von 0,2 mm schon kleiner als 10^{-3} torr geworden ist. Bei diesem Druck erfolgt aber bei den hier auftretenden Weglängen und Absorptionskoeffizienten praktisch keine Absorption mehr (Schwächung der Eingangsintensität kleiner 2 °/oo).

Das verwendete Sauerstoffgas wurde in einer Stahlflasche von der Firma Linde bezogen, die einen Reinheitsgrad von 99,7 % angibt. Die Verunreinigung besteht hauptsächlich aus Stickstoff und Spuren von Argon, anderen Edelgasen und Kohlendioxyd. Der Wasserdampfgehalt soll durch

Nachtrocknung nach dem Komprimieren sehr gering sein. Außerdem befand sich bei allen Versuchen zur Herabsetzung des Wasserdampfgehaltes immer eine Schale mit frischem Phosphorpentoxyd im Kessel.

2. Justierung des Spektrographen

Wie schon oben erwähnt wurde, war durch die Verwendung eines anderen Gitters und wegen des anderen Wellenlängenbereiches (50 - 500 Å) eine erneute Justierung des Spektrographen erforderlich. Obgleich in der Literatur [5, 6, 15, 16] ausführliche Angaben über die Justierung eines Vakuumspektrographen vorhanden sind, soll doch darauf näher eingegangen werden, weil einige vom Üblichen abweichende Methoden angewandt wurden.

Der Spalt hat auf Grund der Konstruktion des Spektrographen, abgesehen von einer Drehmöglichkeit in der Spaltebene, einen festen Ort. Ebenso ist die Lichtrichtung fest vorgegeben. Daher wurden zunächst, nach Festlegung eines geeigneten rechtwinkligen Koordinatensystems, die Spaltkoordinaten ausgemessen. Danach wurden bei einem zu 1000 mm angenommenen Krümmungsradius des Gitters für einen Einfallswinkel von $\varphi = 84^{\circ}$ die Koordinaten des Rowlandkreismittelpunktes und des Gitters errechnet. Der Rowlandkreismittelpunkt wird in dem hier vorliegenden Fall durch einen zylindrischen Zapfen repräsentiert, der mit Hilfe eines Kreuzsupports in zwei waagerechten Koordinaten verschiebbar ist. Dieser befindet sich außerhalb des Spektrographen, ist jedoch fest mit dem Gestell verbunden. Nach vorheriger Überprüfung der am Gitterhalter und am Kreuzsupport des Rowlandkreismittelpunktes angebrachten Skalen für die translatorischen Verschiebungen wurden Gitter und Rowlandkreismittelpunkt auf die errechneten Koordinaten eingestellt.

Danach erfolgte die Justierung des Gitters. Das Gitter ist um eine annähernd horizontale Achse drehbar. Um die Gitternormale mit dieser Achse zur Deckung zu bringen, wurde ein mit dem Gitter in etwa 4 m Entfernung erzeugtes

Bild einer kleinen Lochblende beobachtet, das nach ausgeführter Justierung bei einer Drehung des Gitters nicht mehr wandern durfte. Die Senkrechtstellung des Gitters erfolgte durch Drehung um eine horizontale, parallel zur Tangentialebene im Gitterscheitelpunkt verlaufende Achse. Hierzu wurde eine Lochblende, die zuvor auf die Höhe des Gitterscheitelpunktes eingestellt worden war, durch Autokollimation in sich selbst abgebildet. Um die Gitternormale mit einem Durchmesser des Rowlandkreises zur Deckung zu bringen, wurde das Gitter nun um eine vertikale Achse, die in der Tangentialebene des Gitterscheitelpunktes liegt und durch diesen hindurchgeht, solange gedreht, bis das Bild des Zapfens im Rowlandkreismittelpunkt beim Visieren über diesen mit dem Zapfen selbst in einer Geraden lag. Zur Beobachtung des Bildes und des Zapfens kam ein Klein-Theodolit der Firma Askania zur Verwendung. In diesem Stadium der Justierung ergab sich eine Möglichkeit, den Krümmungsradius des Gitters durch ein Autokollimationsverfahren zu ermitteln (siehe Anhang I). Es ergab sich für den Krümmungsradius R:

$$R = (995{,}1 \pm 0{,}15)\ \text{mm} .$$

Mit diesem Wert wurden die Koordinaten von Rowlandkreismittelpunkt und Gitter nochmals berechnet und deren Einstellung entsprechend korrigiert.

Zur Justierung der Parallelstellung des Spaltes zur Tangentialebene im Gitterscheitelpunkt wurde bei einer Drehung des Spaltes in der Spaltebene das direkte Bild des Spaltes mit einem Mikroskop beobachtet. Auf Grund des Astigmatismus ist die optimale Justierung bei optimaler Schärfe des Bildes erreicht.

Als letzte Gitterjustierung mußten nun noch die Gitterstriche parallel zum Spalt gestellt werden. Da alle Senkrechtjustierungen lotrecht vorgenommen wurden, genügte es, die Gitterstriche lotrecht zu stellen. Dazu wurde der Theodolit am Ort einer Spektrallinie aufgestellt. In diesem Falle ist der geteilte Bereich des Gitters als helleuchtende Fläche gut zu erkennen. Die Senkrechtstellung erfolgte nach dem Faden-

kreuz des Theodoliten, das zuvor mit einem Lot überprüft wurde.

Die Justierung der Photokassette erfolgte in gleicher Weise wie bei GREINER. Die grobe Justierung konnte mit einem auf den Zapfen des Rowlandkreismittelpunktes aufsetzbaren Zirkels vorgenommen werden, die Feinjustierung durch Probeaufnahmen. Zuvor war mit dem Theodoliten die Senkrechtstellung der Filmhaltebleche überprüft worden.

Die Streulichtblende zwischen Spalt und Gitter wurde so einjustiert, daß das Streulicht, das von Reflexionen an der Rückseite des Gitters herrührte, minimale Intensität aufwies. Dabei durfte die ausgeleuchtete Gitterfläche nicht breiter als etwa 10 mm gemacht werden und mußte etwas asymmetrisch sein. Die experimentell als günstig ermittelte Gitterbreite entspricht auch der nach einer von MACK, STEHN und EDLEN [17] angegebenen Formel berechneten optimalen Gitterbreite (13 mm).

3. Wellenlängenidentifizierung und Apparatekonstanten

Die Abbildungen 5 und 6 auf den Seiten 14 und 15 zeigen dreifache Vergrößerungen der mit der weiter unten beschriebenen Lichtquelle gewonnenen Kupfer- und Aluminiumspektren (Wellenlängenbereich 510 Å - 95 Å). Zunächst konnten mit Hilfe der Reproduktionen des Sauerstoffspektrums in diesem Wellenlängenbereich von EDLEN [18] einige Sauerstofflinien erkannt werden. Nach einer Vermessung der Linienabstände mit einem Komparator wurden die Wellenlängen der markantesten Linien nach der Methode von GREINER [5, 6] auf etwa $\pm$ 0,2 Å berechnet. (Eine genauere Berechnung war nicht möglich, da die Lage des Films infolge einer gewissen Welligkeit nicht an allen Stellen genügend gut dem Rowlandkreis entsprach.) Durch Vergleich mit den Wellenlängentabellen für die Sauerstofflinien von EDLEN [18], für die Kupferlinien von KRÜGER und COOPER [19] und für die Aluminiumlinien von SÖDERQVIST [20] wurden diese Linien dann identifiziert. Die Wellenlängen der dazwischenliegenden Linien ließen sich durch Linearinterpolation und Vergleich mit den Tabellen

bestimmen. Außerdem konnten mit Hilfe der Emissionslinientabelle von KELLY [21] drei Siliziumlinien identifiziert werden.

Aus den Rechnungen zur Wellenlängenbestimmung ergaben sich bei vorgegebenem Krümmungsradius Werte für die Gitterkonstante d und den Einfallswinkel φ. Diese stimmen jedoch nicht mit den wahren Werten überein, wie sich bei der Ermittlung der Absorptionswege zeigte. Die mit diesen Werten berechneten Absorptionsstrecken sind um etwa 10 % zu groß. Dies läßt sich auf eine Filmschrumpfung von ca. 2 °/oo zurückführen, die jedoch auf die Wellenlängenbestimmung keinen Einfluß hat, da die relative Änderung der Linienabstände konstant ist. Die Bestimmung der Absorptionswege wird weiter unten angegeben.

4. Nachweis der extremen Ultravioletttstrahlung

Zum Nachweis des extrem ultravioletten Lichtes wurde, wie oben schon erwähnt, ausschließlich SWR-Film der Firma Kodac in Rochester, USA verwendet. Leider ist dieser Film äußerst empfindlich schon gegen geringfügige mechanische Einwirkungen und deshalb schwer zu handhaben. Daher wurden auch Versuche mit sensibilisiertem Röntgenfilm unternommen, der einmal den Vorteil größerer Sauberkeit hat, zum anderen erlaubt, für alle Wellenlängen des anregenden Lichtes, für die das Fluoreszenzspektrum erhalten bleibt, aus einer einzigen Schwärzungskurve die Verhältnisse der Intensitäten mit und ohne Absorption zu bestimmen. (Hierbei ist die Kenntnis der Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Wellenlänge des anregenden Lichtes nicht erforderlich.) Es wurde dabei teils mit Natriumsalicylat, teils mit sedimentiertem Zinkoxyd sensibilisiert. Zinoxyd sollte nach CONKLIN [22] bei 500 Å etwa die doppelte Quantenausbeute wie Natriumsalicylat haben mit steigender Tendenz zu kürzeren Wellenlängen hin. Diese Versuche verliefen jedoch negativ. Dies steht im Einklang mit Angaben von GREINER [5], der bei 500 Å für SWR-Film eine fünffache Empfindlichkeit gegenüber mit Natriumsalicylat sensibilisiertem Röntgenfilm feststellte. Er führte dies darauf

zurück, daß die Schwärzung beim SWR-Film von Zahl und Energie, beim sensibilisiertem Röntgenfilm allein von der Zahl der auftreffenden Lichtquanten abhängt.

Alle Schwärzungsmessungen wurden mit einem registrierenden Zweistrahl-Mikrodensitometer der Firma Joyce, Loebl & Co, Ltd. gemacht. Dieses Gerät hat den Vorteil, daß durch die Zweistrahlmethode sowohl Intensitätsschwankungen der Photometerlampe als auch Ermüdungserscheinungen des Photomultipliers eliminiert werden. Über die Genauigkeit von Schwärzungsmessungen mit einem derartigen Gerät finden sich Angaben bei PETERS [23].

5. Lichtquelle

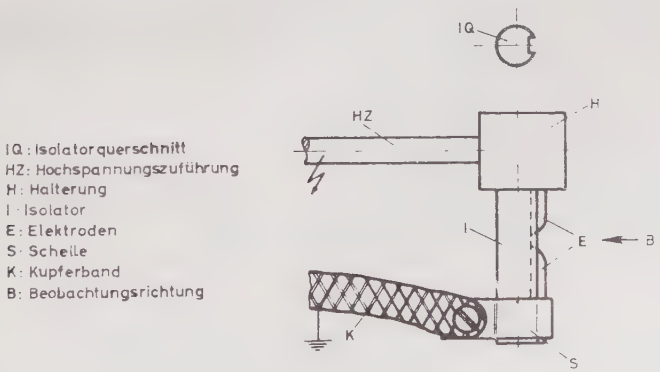
A. Wahl der Lichtquelle

Zur Erzeugung extrem ultravioletten Lichtes sind in der Literatur zahlreiche Anordnungen beschrieben worden, es sei daher nur auf einige zusammenfassende Arbeiten und entsprechende Monographien hingewiesen [24 - 28]. Für das Wellenlängengebiet unterhalb 500 Å kam als intensitätsstarke Lichtquelle entweder eine Hochvakuumfunken- oder eine Hochvakuumgleitfunkenanordnung in Betracht. Andere Lichtquellen liefern zwar auch Licht in dem betrachteten Wellenlängenbereich, jedoch ist im Gegensatz zu den Verhältnissen bei einem Hochvakuumfunken dessen Anteil gegenüber dem sichtbaren und nahen ultravioletten Licht relativ klein, so daß bei einem Gitterspektrographen streifender Inzidenz sich dieses sichtbare und ultraviolette Licht als Streulicht sehr störend bemerkbar macht. (Eine Probeaufnahme mit der von GREINER [5, 6] benutzten Lichtquelle, einer LYMANschen Kapillarentladung, zeigte diese Erscheinung sehr stark. Es war ein Linienspektrum bis etwa 250 Å zu erkennen überlagert von sehr intensivem Streulicht.) Der Hochvakuumfunken konnte jedoch auch nicht verwendet werden, da die Konstanz der Intensität der Spektren sehr schlecht ist. Deshalb wurde eine Gleitfunkenanordnung gewählt.

Der Gleitfunken wurde erstmals von VODAR und ASTOIN [29] als Lichtquelle für das extreme UV angewendet. Sie geben als Vorteile des Gleitfunkens seine größere optische Stabilität und die kleinere Durchbruchsfeldstärke gegenüber dem Hochvakuumfunken an, was zu zahlreichen Arbeiten auf den Gebieten der Emissions- und Absorptionsspektroskopie im fernen Ultraviolett mit Hilfe eines Gleitfunkens führte und auch zu Arbeiten über den Gleitfunken selbst [30 - 40] +)

B. Mechanischer Aufbau der Gleitfunkenlichtquelle

Dem mechanischen Aufbau der Gleitfunkenlichtquelle waren durch die Konstruktion des Spektrographen, die ursprünglich die Benutzung von "end-on"-beobachtbaren Kapillarentladungen als Lichtquelle vorsah, gewisse räumliche Beschränkungen auferlegt. Die Lichtquelle mußte in eine rohrartige Öffnung von etwa 60 mm Durchmesser passen, wobei auf genügenden Abstand zur Wand geachtet werden mußte, da diese auf Erdpotential lag. Es wurde eine Anordnung gewählt, die ähnlich einer von ROMAND und BALLOFET [34] angegebenen ist. Wie aus Abb. 3



GLEITFUNKENLICHTQUELLE

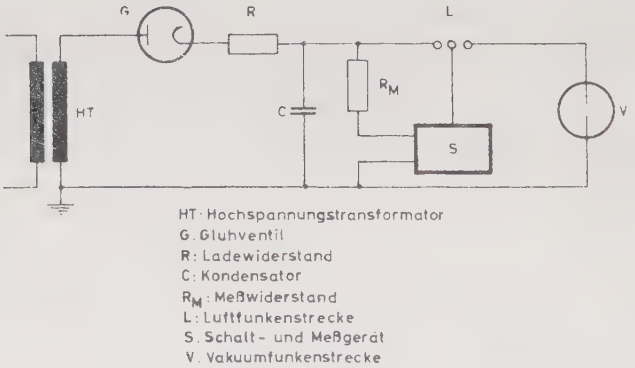
Abb. 3

+)Diese Literaturangaben umfassen nur die wichtigsten Arbeiten.

zu entnehmen ist, liegen die Elektroden in einer 3 mm breiten Rechtecknut, die längs in einen Rundstab aus Hochfrequenzkeramik (Callit) von 8 mm Durchmesser und etwa 45 mm Länge eingeschnitten ist. Die Hochspannungszuführung erfolgt über einen 5 mm dicken Messingstab, der vermittels eines Glasschliffes isoliert durch den tragenden Flansch hindurchgeführt ist. Die Erdung der anderen Elektrode geschieht durch ein geflochtenes Kupferband.

C. Elektrische Versorgung der Lichtquelle

Das Prinzip der elektrischen Versorgung der Lichtquelle ist aus Abb. 4 zu erkennen. Der Kondensator C wird über



HT: Hochspannungstransformator
G: Gluhventil
R: Ladewiderstand
C: Kondensator
R_M: Meßwiderstand
L: Luftfunkenstrecke
S: Schalt- und Meßgerät
V: Vakuumfunkenstrecke

ELEKTRISCHE ANORDNUNG FÜR LICHTQUELLE

Abb. 4

den Widerstand R auf die gewünschte Spannung aufgeladen. Ist diese erreicht, so wird durch das Schalt- und Meßgerät (siehe Anhang IV) automatisch auf die Mittelelektrode der Luftfunkenstrecke ein Hochspannungsimpuls gegeben, so daß es zum Durchschlag an den Funkenstrecken kommt und der Kondensator entladen wird. Das Schalt- und Meßgerät ist außerdem mit einer

Zählvorrichtung versehen, die nach einer bestimmten vorwählbaren Funkenzahl die Hochspannung abschaltet.

D. Elektrodenmaterial und Spektren

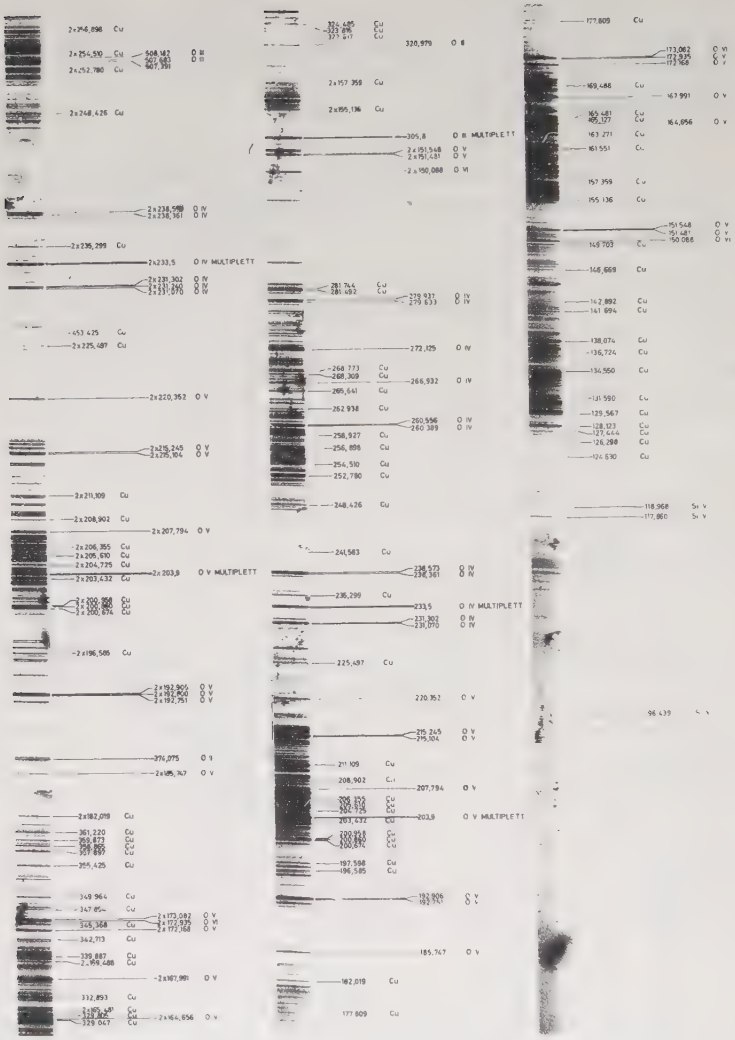
Als Elektrodenmaterial wurde zunächst Kupfer verwendet, später Aluminium, da damit kürzere Wellenlängen erreicht werden konnten und auch das Streulicht geringer war. Zu dem verwendeten Aluminium sind folgende Daten bekannt (Angaben der "Vereinigten Aluminium-Werke AG"): Das Material wurde im Vakuum (10^{-4} torr) geschmolzen und vergossen. Restbestandteile sind Cu (0,005 %), Si (0,073 %), Fe (0,210 %), Ti (0,002 %) und H_2 (0,02 $cm^3/100$ g).

Reproduktionen der erhaltenen Spektren in dreifacher Vergrößerung zeigen die Abb. 5 und 6. Die zu diesen Spektren gehörenden Daten sind dort angegeben.

E. Experimentelle Erfahrungen mit der Lichtquelle

Anfänglich war die Lichtquelle so angeordnet, daß die Funken in Spaltrichtung überschlugen. Eine Betrachtung der geometrischen Verhältnisse zeigt, daß dabei nicht die gesamte Nutbreite von 3 mm als Überschlagsbereich für die Funken innerhalb der durch Spalt, Blende und Gitter bestimmten Apertur liegt. Wenn die Funken innerhalb der Nut statistisch hin- und herspringen, so sollte dies bei einer genügend hohen Funkenzahl ohne Einfluß auf die Gesamtschwärzung der einzelnen Aufnahmen sein. Aus den dennoch auftretenden starken Schwankungen muß man daher den Schluß ziehen, daß bevorzugte Funkenbahnen existieren.

Um gleichmäßig wirksame Funken zu bekommen, wurde die Lichtquelle um 90° gedreht, so daß die Funken quer zum Spalt übersprangen. Das Hin- und Herspringen der Funken innerhalb der Nut erfolgt jetzt in Spaltrichtung und sollte daher des Astigmatismus wegen keinen großen Einfluß mehr haben. Um auf einem Film mehrere Aufnahmen zu erhalten, konnte bei diesen Versuchen in gleicher Weise wie bei GREINER [5, 6] sowohl die Kassette als auch die Blende vor der Kassette in je zwei

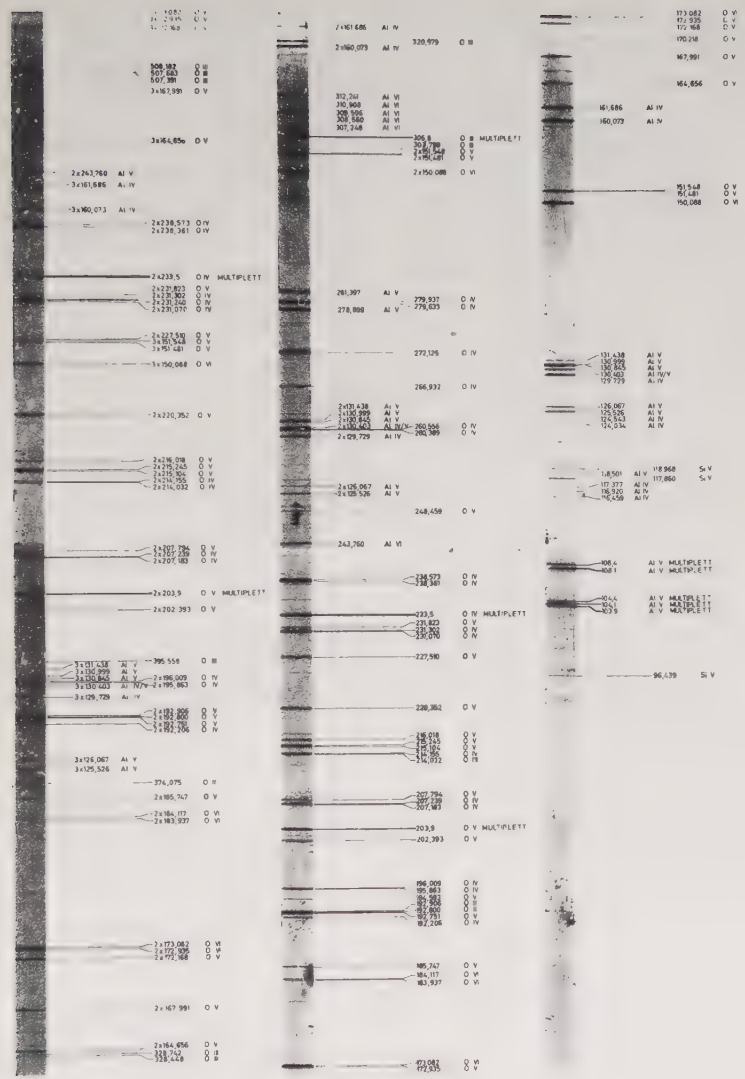


KUPFER - SPEKTRUM

(Wellenlängenangaben in Å)

Abb. 5

Elektrische Daten: 20 kV, C = 0,45 µF, 200 Funken, Funkenfolge: 6 sec



ALUMINIUM - SPEKTRUM

(Wellenlängenangaben in Å)

Abb. 6

Elektrische Daten: 25 kV, C = 0,45 µF, 200 Funken, Funkenfolge: 4 sec

Stellungen gebracht werden. Hierbei schwärzen bei gleicher Kassetten- aber verschiedener Blendenstellung auch verschiedene Ausschnitte aus den Spektrallinien den Film, während bei verschiedener Kassetten- aber gleicher Blendenstellung gleiche Ausschnitte aus den Spektrallinien die Schwärzung des Films hervorrufen. Die Unterschiede zwischen verschiedenen Aufnahmen waren jetzt abgesehen von normal auftretender Streuung systematischer Art. Bei gleicher Blendenstellung waren die Schwankungen wesentlich geringer geworden und statistischer Natur. Bei verschiedener Blendenstellung traten systematische Abweichungen bei den Aluminiumlinien auf. Diese Erscheinung konnte im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen nicht aufgeklärt werden.

Um eine genügende Übereinstimmung der Spektren zu erzielen, mußte daher auf die Blendenbewegung verzichtet werden. Dies machte den in Abschnitt II,1 beschriebenen Umbau der Photokassette erforderlich. Dadurch war gewährleistet, daß jede Aufnahme den gleichen Ausschnitt aus den Spektrallinien zeigte. Um die Streuung zu verringern wurde für die folgenden Absorptionsmessungen ein kleinerer Kondensator (0,1 µF) und eine entsprechend höhere Funkenzahl gewählt, was nur geringfügige Änderungen des Gesamtspektrums der Lichtquelle zur Folge hatte.

III Absorptionsmessungen

1. Grundlagen der Messung

Für die Absorption wird das normale Absorptionsgesetz angesetzt. Danach wird eine Strahlung der Intensität I_o nach Durchlaufen einer Schicht der Dicke x eines absorbierenden Mediums auf die Intensität I nach dem Gesetz

$$I = I_o \cdot e^{-\alpha x}$$

geschwächt, wobei α der Absorptionskoeffizient ist. Setzt man die Gültigkeit des BEERschen Gesetzes voraus, so ist der Absorptionskoeffizient α für ein absorbierendes Gas dessen Dichte ρ proportional. Führt man den auf Normalbedingungen (p_o = 760 torr, T_o = 273,2 °K) bezogenen, druck- und temperaturunabhängigen Absorptionskoeffizienten k ein, so ergibt sich

$$\alpha = k \cdot \frac{p \cdot T_o}{p_o \cdot T}$$

und zusammen mit dem Absorptionsgesetz

$$\log \frac{I_o}{I} = k \cdot x \cdot \frac{p \cdot T_o}{p_o \cdot T} .$$

Trägt man $\log \frac{I_o}{I}$ über $\frac{p \cdot T_o}{p_o \cdot T}$ auf, so ergibt sich eine Gerade, aus deren Steigung k.x der Absorptionskoeffizient k berechnet werden kann.

2. Bestimmung von $\log I_o/I$

Zur Bestimmung eines Intensitätsverhältnisses mit Hilfe einer photographischen Schicht muß man die Abhängigkeit der Schwärzung von der eingestrahlten Intensität, die sogenannte Schwärzungskurve, kennen. Nach dem Reziprozitätsgesetz ist die Schwärzung S eine Funktion des Produktes aus

eingestrahlter Intensität I und der Belichtungszeit t

$$S = f(I.t) \ .$$

Bei Gültigkeit dieses Gesetzes gelangt man zu ein- und derselben Schwärzungskurve, wenn man entweder I oder t variiert. Für Licht ist jedoch dieses Gesetz im allgemeinen nicht erfüllt, sondern es ergeben sich zwei verschiedene Schwärzungskurven. Man setzt dann

$$S = f(I.t^p) \ ,$$

wobei p der sogenannte Schwarzschildexponent ist.

Die Ermittlung der bei der Bestimmung der Absorptionskoeffizienten auftretenden Intensitätsverhältnisse aus entsprechenden Schwärzungsmessungen muß streng genommen aus der durch Intensitätsvariation sich ergebenden Schwärzungskurve erfolgen. Eine Variation der Intensität in dem hier vorliegenden Fall wäre jedoch auf große experimentelle Schwierigkeiten gestoßen. Daher wurde die Schwärzungskurve durch Variation der Belichtungszeit (Funkenzahl) ermittelt, das Intensitätsverhältnis also durch ein Verhältnis von Funkenzahlen ersetzt. Der durch die Vernachlässigung eines möglicherweise von eins abweichenden Schwarzschildexponenten auftretende, in Größe und Richtung unbekannte, systematische Fehler muß unberücksichtigt bleiben.

Bei intermittierender Belichtung ist eine weitere mögliche Fehlerquelle der Intermittenzeffekt. Jedoch werden die meisten der diesen Effekt beeinflussenden Faktoren ausgeschaltet [41], da für alle Aufnahmen dieselbe Lichtquelle unter gleichen Bedingungen benutzt wurde. Lediglich Einflüsse, wie die Gesamtbelichtung, die sich bei den Aufnahmen für die Schwärzungskurve zwangsläufig ändert, und die eingestrahlte Intensität bei jedem einzelnen Funken, die mit Absorption eine andere ist als ohne Absorption, können sich noch auswirken. Diese Einflüsse sind nicht erfaßbar und bleiben daher unberücksichtigt. Es sei darauf hingewiesen, daß extreme Verhältnisse vorliegen, da die Entladungsdauer sehr kurz ist (Frequenz der Entladungsschwingung ca. 150 kHz).

Um Fehler durch unterschiedliche Entwicklungsbedingungen auszuschalten, wurden auf einem Filmstreifen für je zwei Absorptionsaufnahmen bei verschiedenen Drucken sechs Aufnahmen mit verschiedenen Belichtungszeiten zur Ermittlung der Schwärzungskurven gemacht. Die Funkenzahlen nahmen dabei jeweils um den Faktor 1,4 von 300 auf 1613 Funken zu. Die Absorptionsaufnahmen wurden ebenfalls mit 1613 Funken (N_o) gemacht. Aus den Schwärzungskurven konnte dann der dabei erzielten Schwärzung eine Funkenzahl N_A zugeordnet werden, die notwendig gewesen wäre, um die gleiche Schwärzung ohne Absorption zu erhalten. Damit wird also $\log I_o/I$ durch $\log N_o/N_A$ ersetzt.

3. Bestimmung der Absorptionskoeffizienten k

Die Steigungen der Geraden

$$\log \frac{N_o}{N_A} = k \cdot x \cdot \frac{p \cdot T_o}{p_o \cdot T}$$

wurden für alle Wellenlängen (teilweise in zwei und drei Ordnungen), für die drei und mehr Meßpunkte zur Verfügung standen, nach der Gaußschen Methode der kleinsten quadratischen Fehler errechnet. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Geraden durch den Nullpunkt gehen (Voraussetzung der Gültigkeit des BEERschen Gesetzes), und daß die Fehler bei der Druck- und Temperaturmessung vernachlässigbar klein sind.

Die Absorptionswege x wurden nicht, wie schon auf Seite 9 erwähnt ist, aus den für die Wellenlängenidentifizierung errechneten "Apparatekonstanten" bestimmt, sondern aus dem bei der Justierung vorgegebenen Einfallswinkel $\varphi = 84^o$ und der Gitterkonstanten d = 8681 Å (entsprechend 1152 Striche/mm). Außerdem wurde berücksichtigt, daß die Kassette etwa 0,2 mm (gemessen mit dem für die Justierung verwendeten Zirkel) hinter dem Rowlandkreis steht, da diese auf maximale Schärfe der Spektrallinien einjustiert ist. BOWEN [42] und auch KOZLENKOV [43] weisen darauf hin, daß bei streifender Inzidenz der kleinste Bündelquerschnitt auf Grund der

Abbildungsfehler gerade hinter dem Rowlandkreis erreicht wird. Eine Überprüfung der auf diese Weise berechneten Absorptionswege durch eine direkte Messung bei zwei ausgewählten Wellenlängen war zufriedenstellend. Die direkt gemessenen Werte stimmten innerhalb ihrer Meßgenauigkeit von $\pm$ 1 mm mit den errechneten Werten überein. Dies entspricht einem maximalen Fehler von $\pm$ 3 °/oo, der bei den großen Streufehlern für die Steigung k·x vernachlässigt werden konnte.

4. Ergebnisse

Die ermittelten Absorptionskoeffizienten sind in nachstehender Tabelle zusammengestellt. In der ersten Spalte steht die Wellenlänge mit dem dazugehörigen Element und der Ionisationsstufe. Die Anzahl der Ordnungen m, die ausgewertet werden konnten, ist in der zweiten Spalte angegeben, in der dritten die Gesamtanzahl der Meßpunkte n. In der vierten, fünften und sechsten Spalte sind die Absorptionskoeffizienten k, sowie deren Absolut- bzw. Relativfehler aufgeführt, die als reine Streufehler bei der Ausgleichsrechnung ermittelt wurden.

Tabelle 1
Absorptionskoeffizienten von O_2 für extremes Ultraviolett im Wellenlängenbereich 95 bis 510 Å
(57 Punkte)

λ Å		m -	n -	k cm^{-1}	$\pm\Delta k$ cm^{-1}	$\pm\delta k$ %
96,439	Si V	1	9	119	35	30
103,9 [2)]	Al V	1	8	252	27	11
104,1 [2)]	Al V	1	7	224	37	17
104,4 [2)]	Al V	1	8	260	22	8
108,1 [2)]	Al V	1	7	224	28	13
108,4 [2)]	Al V	1	7	240	35	15
116,459	Al IV	1	11	207	16	8
116,920	Al IV	1	10	250	33	13

Tabelle 1 (Fortsetzung)

λ		m	n	k	±Δk	±δk
Å		-	-	cm^{-1}	cm^{-1}	%
117,860	Si V	1	9	138	39	28
118,968	Si V	1	9	139	34	25
124,034	Al IV	1	5	246	32	13
124,543	Al IV	1	6	295	44	15
125,0	? [1]	1	5	260	63	24
125,526	Al V	1	5	248	71	29
126,067	Al V	1	5	281	73	26
129,729	Al IV	3	27	217	10	5
130,403	Al IV/V	3	26	239	15	6
130,845	Al V	3 [3]	13	280	25	9
150,1 [2]	O VI	2	17	206	24	12
151,5 [2]	O V	2	19	193	21	11
160,073	Al IV	3	29	255	13	5
161,686	Al IV	3	29	275	10	4
164,6 [2]	O V	2	17	231	22	9
167,991	O V	3	28	233	17	8
172,168	O V	3	28	223	16	7
172,935	O VI	3	24	219	22	10
173,082	O VI	3	23	223	21	9
192,206	O IV	2	16	251	31	12
192,8 [2]	O V	2	20	236	21	9
192,906	O V	2	19	240	21	9
196,009	O IV	2	19	292	23	8
202,393	O V	1	8	287	47	17
203,9 [2]	O V	1	9	306	51	17
207,2 [2]	O IV	2	19	299	24	8
207,794	O V	2	18	298	31	10
214,155	O IV	2	15	279	25	9
215,245	O V	2	15	277	23	8
216,018	O V	2	15	174	13	7
220,352	O V	2	16	296	24	8

Tabelle 1 (Fortsetzung)

λ		m	n	k	$\pm \Delta k$	$\pm \delta k$
Å		-	-	cm^{-1}	cm^{-1}	%
231,302	O IV	2	14	271	26	10
231,823	O V	2	15	316	28	9
233,5 [2]	O IV	2	18	261	16	6
238,361	O IV	2	15	302	23	8
238,573	O IV	2	16	305	23	8
260,386	O IV	1	4	332	14	4
260,556	O IV	1	5	334	54	16
266,932	O IV	1	7	348	38	11
272,125	O IV	1	7	409	42	10
278,699	Al IV	1	4	488	49	10
279,633	O IV	1	5	411	44	11
279,937	O IV	1	7	430	44	10
281,397	Al IV	1	3	413	146	35
303,799	O III	1	5	468	43	9
305,8 [2]	O III	1	6	401	30	8
320,979	O III	1	7	456	26	6
507,683	O III	1	1	487	195 [4]	40 [4]
508,182	O III	1	2	605	182 [4]	30 [4]

1) nicht identifiziert

2) Wellenlängenangabe bezieht sich auf den Schwerpunkt nicht aufgelöster Multipletts

3) In der 3. Ordnung lagen nur zwei Messungen vor, aus denen die Absorptionskoeffizienten einzeln berechnet wurden. Die dazugehörigen Fehler wurden aus den bei den anderen Wellenlängen im Durchschnitt auftretenden Fehlern abgeschätzt.

4) aus den bei den anderen Wellenlängen im Durchschnitt auftretenden Fehlern abgeschätzt

Um nachzuweisen, daß die angegebenen Fehler durch Streuung hervorgerufen sind, wurden bei der Wellenlänge 160,073 Å die Absorptionskoeffizienten für jede Aufnahme gesondert berechnet. An diesen Werten wurde überprüft, ob eine Gaußverteilung vorliegt. In der Abb. 7 ist die Summenhäufigkeit in % in einem nach dem Gaußintegral geteilten Wahrscheinlichkeitsnetz über den ermittelten Absorptionskoeffizienten aufgetragen. Trotz der geringen Anzahl von Meßwerten kann auf Grund der sich ergebenen Geraden die Gaußverteilung als gesichert angesehen werden. Außerdem kann man aus Abb. 7 noch einmal den Mittelwert und den Fehler des Absorptionskoeffizienten ablesen. Diese Werte stimmen recht gut mit den nach oben beschriebenem Verfahren errechneten Werten überein:

aus Tabelle: $k = (255 \pm 13)\ cm^{-1} = 255\ cm^{-1} \pm 5\ \%$

aus Gaußverteilung: $k = (247 \pm 15)\ cm^{-1} = 247\ cm^{-1} \pm 6\ \%$

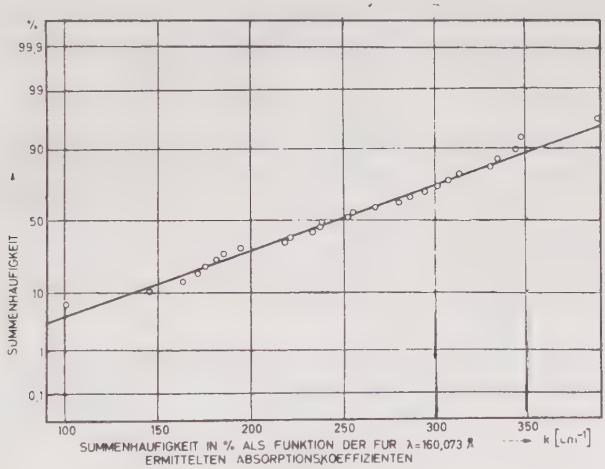


Abb. 7

Die Übereinstimmung der Werte kann als Kontrolle für das zur Berechnung von k und Δk angewandte Verfahren angesehen werden.

5. Diskussion

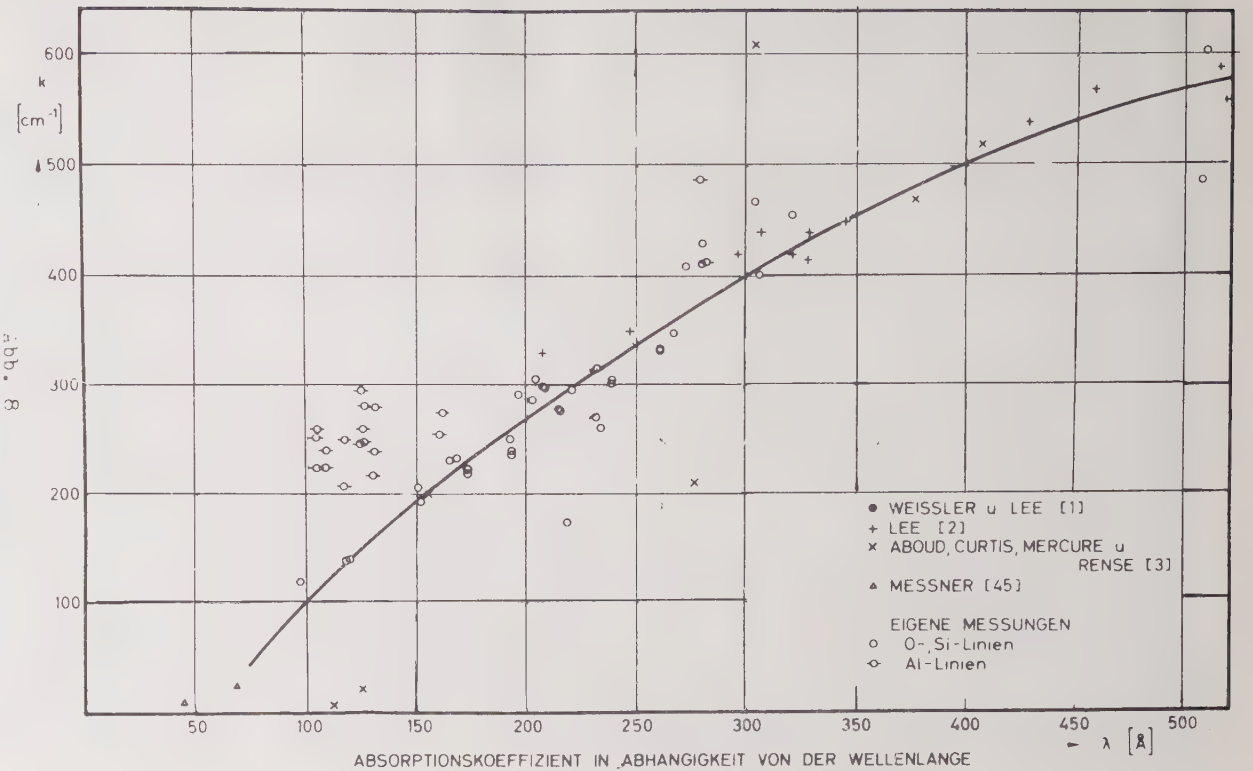
In Abb. 8 ist die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge graphisch dargestellt. Gleichzeitig wurden dort bisher bekannte Meßwerte anderer Autoren [1 - 4] eingetragen, sowie eine von LEE [2] bis 200 Å für die niedrigsten Absorptionskoeffizienten vorgeschlagenen Kurve. Von den Meßwerten von LEE wurden dabei nur die dort explizit angegebenen und als "niedrigste k-Werte" bezeichneten berücksichtigt. Die Kurve der niedrigsten Absorptionskoeffizienten ist dem Ionisationskontinuum des O_2-Moleküls zuzuschreiben, während höhere Absorptionskoeffizienten wahrscheinlich auf Autoionisation zurückzuführen sind [44]. Nicht eingetragen wurden die in Tabelle 2 zusammengestellten, über 650 cm^{-1} liegenden Meßwerte.

Tabelle 2
Absorptionskoeffizienten, die von anderen Autoren gemessen und nicht in Abb. 8 eingetragen wurden

508 Å	744 ± 75 cm^{-1} +)	WAINFAN u.a. [4]
503,8 Å	850 ± 60 cm^{-1}	ABOUD u.a. [3]
476,5 Å	680 ± 160 cm^{-1}	"
473 Å	700 ± 70 cm^{-1} +)	WAINFAN u.a. [4]
430,041 Å	930 ± 93 cm^{-1}	WEISSLER und
429,647 Å	890 ± 89 cm^{-1}	LEE [1]

Direkte Vergleiche der eigenen Meßwerte bei ein- und derselben Wellenlänge sind nur an einzelnen Stellen möglich. Tabelle 3 gibt eine Zusammenstellung dieser Werte.

+) Berechnet aus den dort angegebenen totalen Wirkungsquerschnitten.



ABSORPTIONSKOEFFIZIENT IN ABHANGIGKEIT VON DER WELLENLANGE

Tabelle 3
Vergleich einiger von anderen Autoren gemessenen Absorptionskoeffizienten mit den eigenen Messungen

			Eigene Messung
508 Å	744 ± 75 cm^{-1}	(WAINFAN u.a.)[1]	605 ± 182 cm^{-1}
320,9 Å	420 ± 40 cm^{-1}	(LEE)	456 ± 26 cm^{-1}
303,8 Å	530 ± 53 cm^{-1}	(WEISSLER u. LEE)	468 ± 43 cm^{-1}
207,2 Å	330 ± 40 cm^{-1}	(LEE)	299 ± 24 cm^{-1}

In allen Fällen ist im Rahmen der Fehlergrenzen eine Übereinstimmung zu verzeichnen.

Legt man durch die hier an Sauerstoff- und Siliziumlinien gemessenen k-Werte unterhalb 200 Å eine Kurve, so ergibt sich ein glatter Anschluß an die Kurve von LEE, die oberhalb 200 Å den eigenen Messungen entspricht. Außerdem ergibt die Extrapolation dieser Kurve unterhalb 100 Å eine Übereinstimmung mit Meßwerten, die im weichen Röntgengebiet mit anderen Methoden gewonnen wurden (MESSNER [45], KURTZ [46], DERSHEM und SCHEIN [47][2]). Die beiden Meßwerte von ABOUD u.a. [3] bei 125 Å (20 ± 20 cm^{-1}) und 112 Å (5 ± 5 cm^{-1}) zeigen von den hier angegebenen Werten eine starke Abweichung. Entsprechend der Kurve in Abb. 8 erstreckt sich somit das Ionisationskontinuum des O_2-Moleküls mit hohen Absorptionskoeffizienten bis zur K-Kante des Sauerstoffs bei 23,5 Å. Eine Erklärung dafür, daß an Aluminiumlinien höhere Absorptionskoeffizienten gemessen wurden, kann bisher nicht gegeben werden.

---

[1]) Berechnet aus den dort angegebenen totalen Wirkungsquerschnitten

[2]) Die Meßwerte von [46] und [47] bei 44 Å wurden in Abb. 8 nicht eingetragen, da sie innerhalb der Zeichengenauigkeit mit dem Wert von MESSNER bei 44 Å übereinstimmen.

IV Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Absorption von extremem Ultraviolett des Wellenlängenbereiches zwischen 95 und 510 Å in molekularem Sauerstoffgas untersucht. Dabei kam ein von GREINER [5, 6] beschriebener 1-m-Vakuum-Gitter-Spektrograph in streifender Inzidenz zur Verwendung, an dem einige notwendige Veränderungen vorgenommen wurden. Diese werden angegeben. Da ein anderes Gitter benutzt wurde, war eine völlige Neujustierung des Spektrographen erforderlich, die ausführlich beschrieben wird. Der Nachweis der extremen Ultraviolettstrahlung erfolgte photographisch, und zwar ausschließlich auf Kodac-SWR-Film. Als Lichtquelle diente eine Vakuumgleitfunkenstrecke, die ähnlich einer von ROMAND und BALLOFFET [34] angegebenen Anordnung aufgebaut war. Es wurde sowohl Kupfer als auch Aluminium als Elektrodenmaterial untersucht, jedoch erwies sich Aluminium als günstiger, da kürzere Wellenlängen erreicht werden konnten und das Streulicht geringer war. Es wurden Untersuchungen der Konstanz der erzielten Schwärzung als Maß für die Konstanz der Linienintensität bei zwei Stellungen der Lichtquelle, und zwar parallel und senkrecht zur Spaltrichtung, jedoch bei gleichen sonstigen Bedingungen durchgeführt. Es ergab sich, daß die beste Stellung diejenige war, bei der die Überschlagsrichtung des Funkens senkrecht zur Spaltrichtung lag.

Bei den Absorptionsmessungen wurden die zu bestimmenden Verhältnisse der Intensitäten mit und ohne Absorption unter Voraussetzung der Gültigkeit des Reziprozitätsgesetzes durch Verhältnisse von Belichtungszeiten (Funkenzahlen) ersetzt. Diese wurden aus Schwärzungskurven ermittelt, die jeweils für zwei Absorptionsaufnahmen und für jede untersuchte Wellenlänge in Abhängigkeit von der Belichtungszeit aufgenommen wurden. Die bei verschiedenen Drucken gemachten Absorptionsaufnahmen wurden unter der Voraussetzung der Gültigkeit des BEERschen Gesetzes ausgewertet. Es wurde gezeigt, daß die Streuung der ermittelten Absorptionskoeffizienten einer Gaußverteilung entspricht.

Die gemessenen Absorptionskoeffizienten oberhalb 200 Å entsprechen den Messungen anderer Autoren, insbesondere einer von LEE [2] vorgeschlagenen Kurve. Legt man durch die hier an Sauerstoff- und Siliziumlinien gemessenen k-Werte unterhalb 200 Å eine Kurve, so ergibt sich ein glatter Anschluß daran. Außerdem ergibt die Extrapolation unterhalb 100 Å eine Übereinstimmung mit Meßwerten, die im weichen Röntgengebiet gewonnen wurden. Somit erstreckt sich das Ionisationskontinuum des O_2-Moleküls mit hohen Absorptionskoeffizienten bis hinab zur K-Kante des Sauerstoffs bei 23,5 Å. An Aluminiumlinien wurden höhere Absorptionskoeffizienten gemessen, wofür bisher keine Erklärung gegeben werden kann.

V Literaturverzeichnis

1 WEISSLER, G.L., LEE, P. — Absorption Coefficients of Oxygen in the Vacuum Ultraviolet
J.Opt.Soc.Amer. 42 (1952) 200

2 LEE, P. — Photodissociation and Photoionization of Oxygen (O_2) as Inferred from Measured Absorption Coefficients
J.Opt.Soc.Amer. 45 (1955) 703

3 ABOUD, A.A., CURTIS, J.P., MERCURE, R., RENSE, W.A. — Oxygen Gas Continuous Absorption in the Extreme Ultraviolet
J.Opt.Soc.Amer. 45 (1955) 767

4 WAINFAN, N., WALKER, W.C., WEISSLER, G.L. — Photoionization Efficiencies and Cross Sections in O_2, N_2, CO_2 A, H_2O, H_2, and CH_4
Phys.Rev. 99 (1955) 542

5 GREINER, H. — Absorptionsmessungen in Gasen im extremen Ultraviolett
Diss. FU Berlin (1956)

6 GREINER, H. — Ein 1 m-Vakuum-Gitter-Spektrograph in streifender Inzidenz für photographischen und photoelektrischen Nachweis
Z.Instrumkde. 65 (1957) 112

7 GLEASON, P.R. — Reflecting Power of Some Substances in the Extreme Ultraviolet
Nat.Acad.Sci. Proc. 15 (1929) 551

8 SABINE, G.B. — Reflectivities of Evaporated Metal Films in the Near and Far Ultraviolet
Phys.Rev. 55 (1939) 1064

9 TOUSEY, R. — Optical Constants of Fluorite in the Extreme Ultraviolet
Phys.Rev. 50 (1936) 1057

10 PURCELL, J.D. — Reflectance Measurements from 1140 A to 1190 A by a Simple Open Air Method
J.Opt.Soc.Amer. 43 (1953) 1166

11 HASS, G., HUNTER, W.R., TOUSEY, R. — Reflectance of Evaporated Aluminium in the Vacuum Ultraviolet
J.Opt.Soc.Amer. 46 (1956) 1009

12 COX, J.T., WAYLONIS, J.E., HUNTER, W.R. — Optical Properties of Zinc Sulfide in the Vacuum Ultraviolet
J.Opt.Soc.Amer. 49 (1959) 807

13 HÄNLEIN, W., GÜNTHER, K.-G. — Pumpenkombination für Hochvakuumanlagen
Z.angew.Phys. 8 (1956) 603

14 WALCHER, W. — Über eine Ionenquelle für massenspektroskopische Isotopentrennung
Z.Phys. 122 (1944) 62

15 RATHENAU, G., PEERLKAMP, P.K. — Zur Justierung des Konkavgitters in streifender Inzidenz
Physica 2 (1935) 125

16 ARVIDSSON, G. — Wellenlängenmessungen in den höheren Funkenspektren von Blei und Wismut im äußeren Ultraviolett
Ann.Phys. (Leipzig) 12 (1932) 787

17 MACK, J.E., STEHN, J.R., EDLEN, B. — On the concave grating spectrograph, especially at large angles of incidence
J.Opt.Soc.Amer. 22 (1932) 245

18 EDLEN, B. — Wellenlängen der Vakuumfunkenspektren von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff im extremen Ultraviolett
Z.Phys. 85 (1933) 85

19 KRUGER, P.G., COOPER, F.S. — Standard Copper Wave-Lengths in the Region 100 A to 450 A
Phys.Rev. 44 (1933) 826

20 SÖDERQVIST, J. — Vakuumfunkenspektren der Elemente Na, Mg, Al und Si
Nova Acta Reg.Soc.Sc.Ups.Ser.IV, 9 (1934) Nr. 7

21 KELLY, R.L. — Vacuum Ultraviolet Emission Lines (Below 2000 Angstrom)
Washington (1961)

22 CONKLIN, R.L. — Behavior of Several Phosphors upon Irradiation in the Vacuum Ultraviolet
J.Opt.Soc.Amer. 49 (1959) 669

23 PETERS, H. — Zur Schwärzungsmessung mit einem Mikrodensitometer
Diplomarbeit FU Berlin (1961)

24 BOMKE, H. — Vakuumspektroskopie
Leipzig (1937)

25 SAWYER, R.A. — Experimental Spectroscopy
New York (1951) Second Edition

26 LANGSCH, W. — UV-Lichtquellen für das Wellenlängengebiet unter 1000 Å
Staatsexamensarbeit FU Berlin (1960)

27 COMES, F.J. — Lichtquellen für das Vakuumultraviolett
Z.Instrumkde. 68 (1960) 69

28 SCHLAG, E.W., COMES, F.J. — Intense Light Sources for the Vacuum Ultraviolet. II
J.Opt.Soc.Amer. 50 (1960) 866

29 VODAR, B., ASTOIN, N. — New Source of Light for the Far Ultraviolet
Nature (London) 166 (1950) 1029

30 GLEICHAUF, P.H. — Electrical Breakdown over Insulators in High Vacuum
J.appl.Phys. 22 (1951) 535

31 GLEICHAUF, P.H. — Electrical Breakdown over Insulators in High Vacuum
J.appl.Phys. 22 (1951) 766

32 ASTOIN, N. — Une modification de l'étincelle de Millikan pour l'ultraviolet lointain
C.R.Acad.Sci.(Paris) 234 (1952) 2055

33 ROMAND, J., BALLOFFET, G., VODAR, B. — Dispositif simple pour la production du spectre continu de Lyman dans l'ultraviolet lointain
C.R.Acad.Sci.(Paris) 240 (1955) 412

34 ROMAND, J., BALLOFFET, G. — Différentes réalisations pratiques d'étincelles glissantes pour la spectrographie dans l'ultraviolet lointain
J.Phys.Radium 16 (1955) 489

35 BOCKASTEN, K. A study of C III by means of a sliding vacuum spark
Ark.Fys. 9 (1955) 457

36 ROMAND, J., BALLOFFET, G. Spectres émis dans l'ultraviolet lointain par des étincelles glissantes dans le vide, sur des supports organiques
C.R.Acad.Sci.(Paris) 244 (1957) 739

37 ASTOIN, N. Spectrographie dans l'ultraviolet extrême absorption de NO, N_2O, H_2O, et D_2O (gazeux)
J.Rech.Cent.Nat.Rech.Sci. 8 (1957) 1

38 BALLOFFET, G., ROMAND, J. Sur l'émission de l'étincelle glissante dans le vide en fonction des paramètres électriques du circuit de décharge
C.R.Acad.Sci.(Paris) 246 (1958) 733

39 BALLOFFET, G., ROMAND, J. Sur les relations entre les paramètres électriques d'une décharge dans le vide et le spectre émis dans la région 1500 - 800 Å
C.R.Acad.Sci.(Paris) 248 (1959) 1145

40 BALLOFFET, G. Contribution a l'étude des sources de lumière dans l'ultraviolet lointain et application a l'analyse spectrochimique
Ann.Phys.(Paris) 5 (1960) 1243

41 MEIDINGER, W. Die theoretischen Grundlagen der photographischen Prozesse
Hdb.d.wiss.u.angew.Photogr., V, (1932) 307

42 BOWEN, I.S. The Aberrations of the Concave Grating at Large Angles of Incidence
J.Opt.Soc.Amer. 23 (1933) 313

43 KOZLENKOV, A.I. Study of aberrations of a concave grating under defocusing conditions
Optics and Spectrosc. 8 (1960) 365

44 WEISSLER, G.L. Photoionization in gases and photoelectric emission from solids
Hdb.d.Phys., XXI, (1956) 326

45 MESSNER, R.H. Der Einfluß der chemischen Bindung auf den Absorptionskoeffizienten leichter Elemente im Gebiete ultraweicher Röntgenstrahlen
Z.Phys. 85 (1933) 727

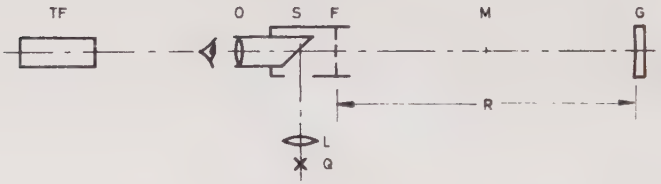
46 KURTZ, H. Die Absorption der Kohlenstoff-K-Strahlung in C, N und O
Ann.Phys.(Leipzig) 85 (1928) 529

47 DERSHEM, E., SCHEIN, M. Über die Reflexion und Absorption langwelliger Röntgenstrahlen
Z.Phys. 75 (1932) 395

Anhang I

Messung des Krümmungsradius des Gitters

Die prinzipielle Anordnung zur Messung des Krümmungsradius des Gitters zeigt Abb. 9. Um durch Drehung des Gitters die Normale im Gitterscheitelpunkt in Deckung mit einem Durchmesser des Rowlandkreises zu bringen, war der Theodolit so ausgerichtet worden, daß die Fernrohrachse in die Verbindungsgerade Gitterscheitelpunkt - Rowlandkreismittelpunkt fiel. Mit Hilfe des in dieser Weise aufgestellten Theodoliten konnte ein GAUSSsches Okular so



TF: Theodolitfernrohr
O: Okular
S: halbdurchlässiger Spiegel
F: Fadenkreuz
M: Rowlandkreismittelpunkt
G: Gitter
R: Krümmungsradius
L: Sammellinse
Q: Lichtquelle

ANORDNUNG ZUR MESSUNG DES KRÜMMUNGSRADIUS DES GITTERS

Abb. 9

justiert werden, daß bei einer Verschiebung desselben längs einer Schiene das Fadenkreuz des Okulars immer auf dieser Verbindungsgeraden lag. Wird nun das Fadenkreuz gerade in sich selbst abgebildet (Autokollimation), so ist der Abstand Fadenkreuz - Gitterscheitelpunkt gleich dem Krümmungsradius des Gitters. Die richtige Einstellung war die, bei der Bild und Gegenstand gleiche Schärfe aufwiesen. Die

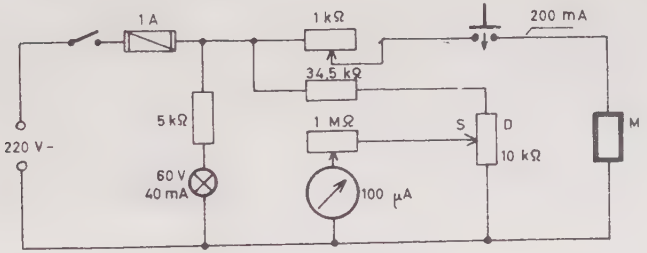
übliche Einstellung auf Parallaxefreiheit war nicht empfindlich genug. Der Abstand Fadenkreuz - Gitterscheitelpunkt wurde mit Hilfe des auf dem Rowlandkreismittelpunkt aufsetzbaren Zirkels in zwei Teilstrecken gemessen. Es ergab sich daraus für den Krümmungsradius R

$$R = (995{,}1 \pm 0{,}15)\ \text{mm} .$$

Anhang II

Anzeige der Kassettenstellung

An einem fest am Plattenhalter angebrachten Drahtwiderstand wird mit Hilfe eines an der beweglichen Photo-



S: Schleifer an Photokassette
D: Drahtwiderstand am Plattenhalter
M: Magnet zur Senkung der Kassette

SCHALTUNG ZUR ELEKTRISCHEN ANZEIGE DER KASSETTENSTELLUNG

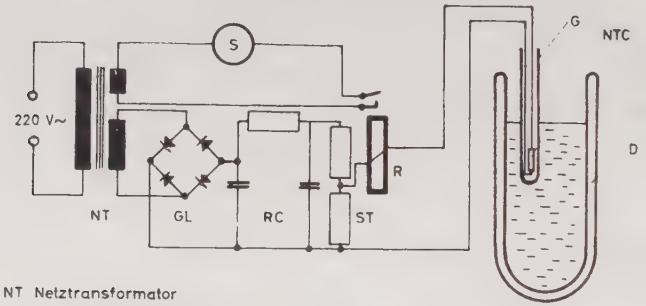
Abb. 10

kassette angebrachten Schleifers eine Spannung abgegriffen, deren Größe die Stellung der Kassette anzeigt. Abb. 10 zeigt die Schaltung dieser Einrichtung.

Anhang III

Kontrolle der Füllung eines Dewargefäßes mit flüssiger Luft

Ein einseitig zugeschmolzenes Glasrohr von etwa 8 mm Durchmesser taucht bis zu einer bestimmten Höhe in die flüssige Luft ein. In dem Glasrohr befindet sich ein NTC-



NT Netztransformator
GL: Gleichrichter (B 250 C 100)
RC: RC-Siebglied (2x100 µF, 2 kΩ)
ST: Spannungsteiler
R: Relais (Zettler AZ 20-49)
S: Summer
G: Glasrohr
NTC: NTC-Widerstand (Valvo 07 P/150 E)
D: Dewargefäß

SCHALTUNG FÜR TEMPERATURFÜHLER

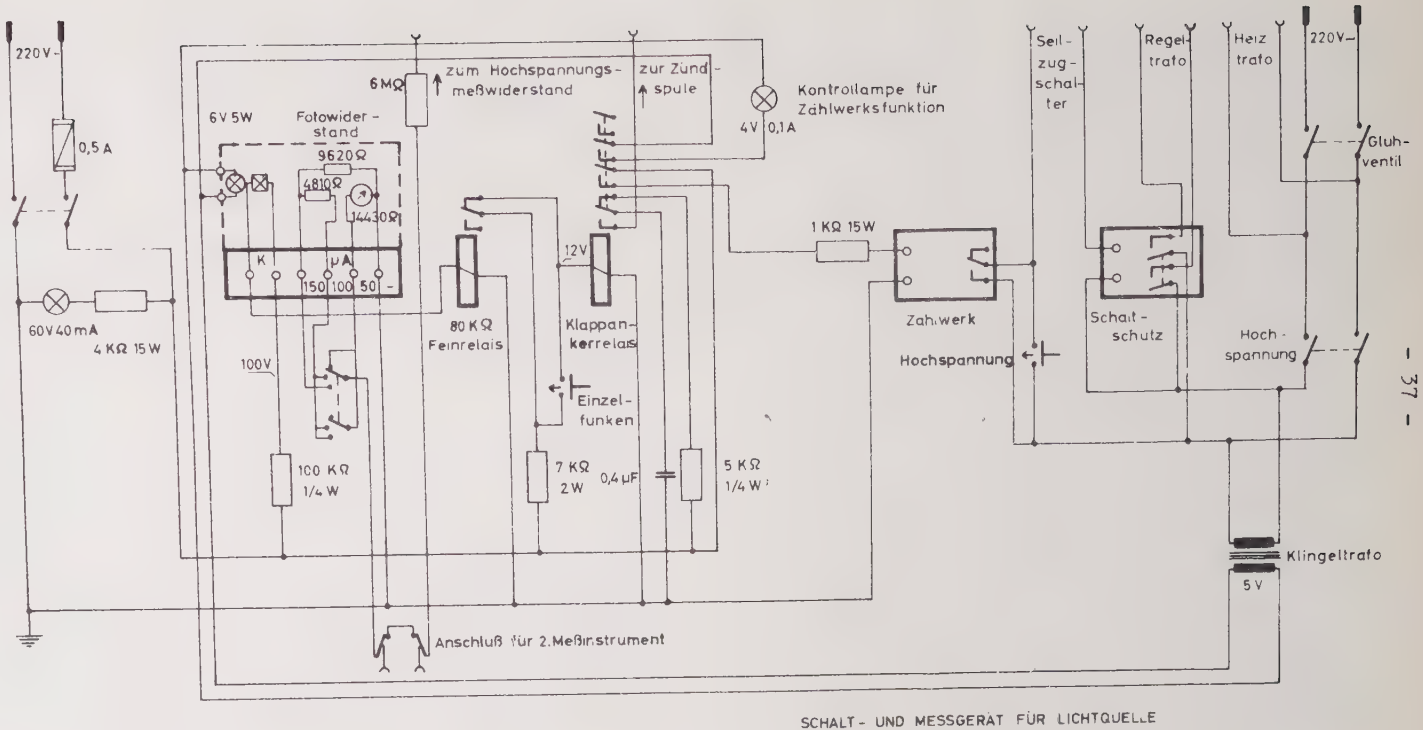
Abb. 11

Widerstand, dessen starke Widerstandsänderung beim Auftauchen aus der flüssigen Luft, d.h. beim Absinken des flüssigen Luftspiegels unter einen bestimmten Stand, dazu ausgenutzt wird über ein Relais ein akustisches Signal auszulösen. Abb. 11 zeigt die Schaltung des Temperaturfühlers.

Anhang IV

Schalt- und Meßgerät für Lichtquelle

Ein Endkontaktmeßinstrument zur Hochspannungsmessung bewirkt mit Hilfe zweier Relais, daß bei einer



SCHALT- UND MESSGERÄT FÜR LICHTQUELLE

Abb. 12

vorher eingestellten Spannung ein Kondensator über die Primärwicklung einer Autozündspule entladen wird. Der sekundärseitige Hochspannungsimpuls wird auf die Mittelelektrode der Luftfunkenstrecke gegeben, was zum Durchschlag an beiden Funkenstrecken führt. Gleichzeitig wird mit dem Klappankerrelais ein Schaltimpuls an das Vorwahlzählwerk gegeben, das nach einer bestimmten, vorgewählten Funkenzahl die Hochspannungsversorgung der Lichtquelle über ein Schaltschütz abschaltet. Einzelheiten sind dem Prinzipschaltbild (Abb. 12) zu entnehmen.

Diese Arbeit wurde am I. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin angefertigt. Ich danke dem Direktor des Institutes, Herrn Professor Dr. H. Lassen für die Überlassung des Themas, sowie für sein starkes und stets förderndes Interesse an diesen Untersuchungen. Auch möchte ich den Herren Dr. H. Greiner und Diplom-Physiker E. Schäffer für zahlreiche und wertvolle Diskussionen danken.

Lebenslauf

Am 21. Mai 1931 wurde ich, Hans Rudolf Gensch, als drittes Kind des Dipl.-Ing. Karl Gensch und seiner Ehefrau Hertha, geb. Faschingbaur, in Berlin geboren. Nach vierjährigem Besuch der Volksschule wurde ich im Jahre 1941 in das Arndt-Gymnasium in Berlin-Dahlem aufgenommen. Infolge der Evakuierung Berlins im Jahre 1943 besuchte ich zunächst das Gymnasium Augustum in Görlitz, später das Wilhelms-Gymnasium in Eberswalde. Nach dem Kriege war ich wieder Schüler des Arndt-Gymnasiums. Im Juni 1949 bestand ich dort meine Reifeprüfung.

Im September 1949 stellte mich die Firma Askania-Werke A.G. in Berlin-Friedenau als Feinmechanikerlehrling ein. Nach dreieinhalbjähriger Lehrzeit legte ich im März 1953 meine Facharbeiterprüfung ab.

Zum Sommer-Semester 1953 wurde ich an der Freien Universität zum Physikstudium zugelassen. Während der ersten drei Semester arbeitete ich als studentische Hilfskraft in der Werkstatt des I. Physikalischen Institutes. Am Ende des Sommer-Semesters 1956 bestand ich meine Diplomvorprüfung. Vom 1. Oktober 1956 bis zum 31. Dezember 1962 war ich zunächst als studentische Hilfskraft, später als wissenschaftlicher Hilfsassistent im Physikalischen Anfängerpraktikum tätig. Im September 1957 begann ich mit meiner Abschlußarbeit. Während meines Studiums habe ich an Vorlesungen und Übungen der folgenden Herren Professoren und Dozenten teilgenommen: G. Bischoff, A. Dinghas, G. Engel, E.J. Gumbel, R. Honerjäger, K.-F. Jahr, H. Lassen, W. Lautsch, F.W. Levi, H. Lichte, R. Lorenz, G. Ludwig, K.-R. Mehnert, G. Ormanns, H.-H. Ostmann, M. Päsler, W. Richter, R. Ritter, W. Stein, K. Ueberreiter, K. Vetter.